

УДК 535.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ПРЕДМЕТНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$

канд. физ.-мат. наук А.В. МАКАРЕВИЧ, д-р физ.-мат. наук, проф. В.В. ШЕПЕЛЕВИЧ
(Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина);
д-р физ.-мат. наук, проф. С.М. ШАНДАРОВ
(Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники)

Экспериментально исследована зависимость коэффициента усиления предметной световой волны от ориентационного угла и толщины кристалла силленитов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ с использованием только одного кристаллического образца. Показано, что теоретическая интерпретация полученных экспериментальных данных возможна лишь при одновременном учете обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов в дополнение к традиционно рассматриваемым в силленитах электрооптическому эффекту и оптической активности. Выполнена теоретическая оптимизация коэффициента усиления предметной световой волны в этом кристалле.

Ключевые слова: фоторефрактивный кристалл, кристалл BGO, электрооптический эффект, обратный пьезоэлектрический эффект, фотоупругий эффект, оптическая активность, коэффициент усиления предметной световой волны.

Введение. Кубические фоторефрактивные кристаллы силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) находят применение в голографической интерферометрии, цифровой голографической микроскопии и других важных современных приложениях, которые представлены, например, в работах [1–3]. Однако зачастую в подобных работах кристаллические образцы в оптических схемах голографической записи предлагается ориентировать таким образом, чтобы вектор голографической решетки \vec{K} был параллелен или перпендикулярен кристаллографическому направлению [001]. Вероятно, это связано с тем, что в ранних трудах по изучению кристаллов данного типа основным и единственным механизмом фоторефракции выступал электрооптический эффект [4, 5]. Рассмотрение этого эффекта наряду с естественной оптической активностью силленитов позволяло адекватно теоретически описывать процессы взаимодействия световых волн в этих кристаллах при названных выше ориентациях, когда $\vec{K} \parallel [001]$ и $\vec{K} \perp [001]$. Однако, как было установлено теоретически и экспериментально (например, как в обзорной статье [6]), при других ориентациях вектора решетки учета только электрооптического эффекта и оптической активности кристалла оказалось недостаточно, чтобы результаты расчетов соответствовали экспериментальным данным. Кроме того, в [6] было показано, что для теоретического описания выходных энергетических и поляризационных характеристик голограмм в кристаллах силленитов при произвольных ориентациях вектора \vec{K} относительно направления [001] необходимо, в дополнение к традиционному электрооптическому эффекту, принимать во внимание обратный пьезоэлектрический эффект, вызывающий упругие деформации, обуславливающие вследствие фотоупругого эффекта дополнительный вклад в фоторефракцию (далее – пьезоэффект). При этом отметим, что к важнейшим выходным энергетическим характеристикам голограмм в фоторефрактивных кристаллах принято относить их дифракционную эффективность η и коэффициент усиления γ предметной световой волны при двухволновом взаимодействии (далее – коэффициент усиления), обусловленный перекачкой световой энергии из опорного пучка R в предметный пучок S .

В настоящей статье, основываясь на полученных экспериментальных данных, с учетом всех названных эффектов, показано, что для различных значений толщины d кристалла BGO максимум коэффициента усиления γ достигается при условиях, отличных от $\vec{K} \parallel [001]$ и $\vec{K} \perp [001]$. Данное обстоятельство позволяет повысить эффективность работы голографических устройств, выполненных на основе этого кристалла.

Результаты и их обсуждение. Для проведения экспериментальных исследований была применена трапецевидная геометрия пересечения в кристалле световых пучков с плоским волновым фронтом, предложенная в работах [7–9] и позволяющая с использованием только одного кристаллического образца получать зависимость $\gamma(d)$, где d – толщина кристалла. Однако в этих работах изучение коэффициента

усиления в силленитах также проводилось для указанных выше условий, когда пьезоэффектом в теоретических расчетах можно пренебречь (при $\vec{K} \parallel [001]$ и $\vec{K} \perp [001]$).

Следует отметить, что в [10] трапециевидная геометрия была впервые успешно применена для экспериментального изучения ориентационной зависимости дифракционной эффективности голограмм от толщины кристалла BSO с дополнительным учетом пьезоэффекта.

Эксперимент проводился с кристаллическим образцом BGO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$, имеющим толщину $d_0 = 16$ мм. При выполнении исследований использовалась оптическая схема экспериментальной установки, аналогичная [10]. Пространственная ориентация кристалла относительно плоскости распространения световых пучков, а также относительно вектора голографической решетки \vec{K} определялась ориентационным углом θ , отсчитываемым от кристаллографического направления $[001]$ к вектору \vec{K} в соответствии с [11]. Поляризации пучков R и S , образованных в результате деления луча гелий-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм), задавались параллельными плоскости их падения на кристалл (в соответствии с [11] азимуты линейной поляризации Ψ_0 световых пучков одинаковы и равны 0). Отношение интенсивностей предметного пучка к опорному пучку до вхождения в кристалл I_S^0 / I_R^0 составляло 1/4, а угол между пучками вне кристалла был равен 30° . Голографическая решетка формировалась в течение промежутка времени τ , приблизительно равного 30 с.

Полученные в результате теоретического расчета поверхности $\gamma(\theta, d)$ без учета и с учетом пьезоэффекта, а также из эксперимента, представлены на рисунке 1.

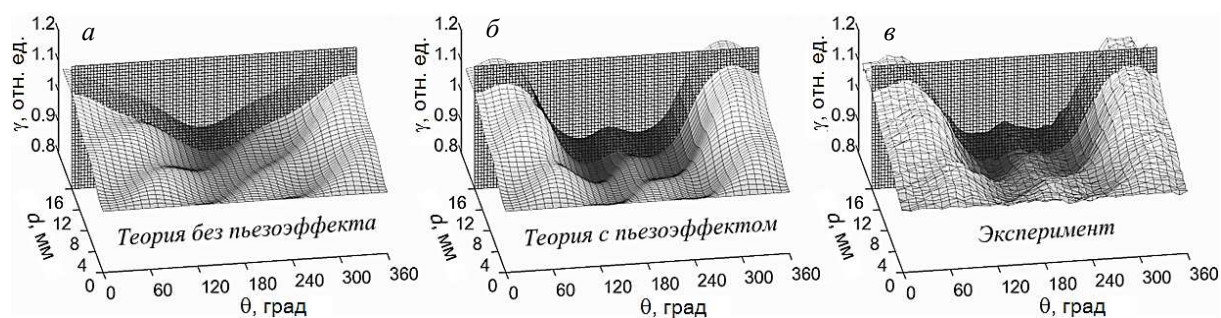


Рисунок 1. – Зависимости $\gamma(\theta, d)$ для кристалла BGO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$

при азимутах линейной поляризации взаимодействующих в нем световых пучков $\Psi_0 = 0$:

a – теоретические расчеты без учета пьезоэффекта;

б – теоретические расчеты с учетом пьезоэффекта; *в* – экспериментальные данные

Из рисунка 1 можно видеть, что теоретически рассчитанная поверхность $\gamma(\theta, d)$, построенная без учета пьезоэффекта (рисунок 1, *a*), имеет существенные различия с экспериментальными данными (рисунок 1, *в*). При этом «включение» в теоретических расчетах пьезоэффекта (рисунок 1, *б*) приводит к качественному и количественному согласию теории с экспериментом.

Аналогичная ситуация по согласованию результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными наблюдалась и в случае, когда входящие в кристалл световые пучки были поляризованы в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения ($\Psi_0 = 90^\circ$).

Отметим, что применение указанной выше трапециевидной геометрии пересечения в кристалле световых пучков для изучения зависимости $\gamma(d)$ обуславливает наличие в получаемых экспериментальных данных двух областей: исследуемой области, в которой наблюдается изменение γ от d ($0 < d \leq d_0$), и дополнительной области, в которой коэффициент усиления γ должен оставаться постоянным, так как в этой области пучки интерферируют при одинаковой толщине кристалла, равной d_0 . Указанное обстоятельство наиболее подробно описано в [8]. Поскольку в рамках настоящего исследования изучалась зависимость γ не только от d , но и от θ , то в данном случае получаемые результаты содержали область изменения γ от θ ($0 \leq \theta \leq 360^\circ$) и d ($0 < d \leq d_0$), а также область, в которой коэффициент усиления γ должен зависеть только от θ . Условная «граница» между этими двумя областями отмечена на фрагментах *a–в* рисунка 1 плоскостью $d = d_0 = 16$ мм.

При теоретических расчетах использовались следующие параметры кристалла BGO для длины волны $\lambda = 633$ нм из [12–14]: показатель преломления $n = 2,55$; электрооптический коэффициент $r_{41} = -3,4 \cdot 10^{-12}$ м/В; модули упругости $c_1 = 12,84 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_2 = 2,94 \cdot 10^{10}$ Н/м², $c_3 = 2,55 \cdot 10^{10}$ Н/м²; пьезоэлектрический коэффициент $e_{14} = 0,99$ Кл/м²; фотоупругие постоянные $p_1 = -0,136$, $p_2 = -0,103$, $p_3 = -0,091$, $p_4 = -0,0134$. Кроме того, удельное вращение плоскости поляризации было измерено на используемом образце кристалла BGO и составило $\rho = 363$ рад/м.

Найденные результаты были приняты во внимание при теоретической оптимизации коэффициента усиления предметной световой волны в исследованном кристалле. Эта оптимизация была выполнена путем специального выбора азимутов линейной поляризации Ψ_0 взаимодействующих в кристалле световых волн, при которых для фиксированных значений его ориентационного угла θ и толщины d достигается наибольший (поляризационно оптимизированный) коэффициент усиления $\gamma_{\Psi_0}^{\text{opt.}}$ предметной световой волны. Полученные зависимости $\gamma_{\Psi_0}^{\text{opt.}}(\theta, d)$ без учета и с учетом пьезоэффекта представлены на рисунке 2. При построении данных графиков использованы все указанные выше условия формирования голограмм и физические параметры кристалла BGO.

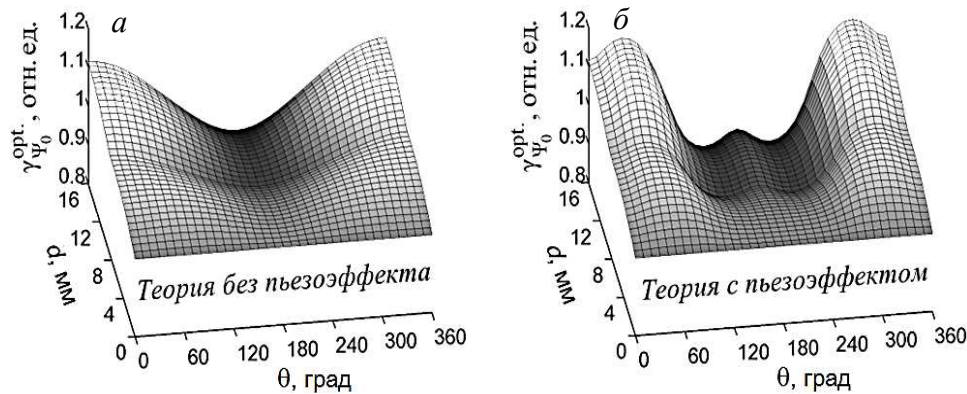


Рисунок 2. – Теоретические зависимости $\gamma_{\Psi_0}^{\text{opt.}}(\theta, d)$ для кристалла BGO среза $(\bar{1}\bar{1}0)$:

а – без учета пьезоэффекта; *б* – с учетом пьезоэффекта

Детальный анализ функции $\gamma_{\Psi_0}^{\text{opt.}}(\theta, d)$, представленной на рисунке 2, *а*, показал, что для $d \geq 5,9$ мм она принимает наибольшие значения только при одном ориентационном угле $\theta = 0$ (360°), т.е. при условии, когда вектор голографической решетки \vec{K} сонаправлен с кристаллографическим направлением $[001]$ ($\vec{K} \uparrow \uparrow [001]$). Иначе обстоит дело при учете пьезоэффекта (рисунок 2, *б*). В этом случае максимально возможные значения коэффициента усиления во всем исследованном «рабочем» интервале толщины кристалла достигаются уже при двух его ориентационных углах. Графики этих ориентационных углов θ^{max} и соответствующих им азимутов поляризации световых пучков Ψ_0^{max} , при которых для фиксированных значений толщины d кристаллического образца достигаются «первый» и «второй» (по направлению отсчета угла θ) абсолютные максимумы коэффициента усиления при учете пьезоэффекта, представлены на рисунке 3.

Из графиков видно, что максимум коэффициента усиления предметной световой волны в исследованном кристалле может быть достигнут только при условиях, отличных от $\vec{K} \parallel [001]$ ($\theta = 0$ и 180°) и $\vec{K} \perp [001]$ ($\theta = 90^\circ$ и 270°). При этом изображенные зависимости $\theta^{\text{max}}(d)$ и $\Psi_0^{\text{max}}(d)$ представляют практический интерес, поскольку могут быть использованы для оптимизации устройств, выполненных на основе исследованного кристалла.

Учтем, что непосредственно сам коэффициент усиления может быть значительно увеличен, в частности, за счет повышения интенсивности пучка накачки, изменения пространственного периода голограммы и т.д., что хорошо известно, например, из классических работ [4, 5], и в этой статье не рассматривалось.

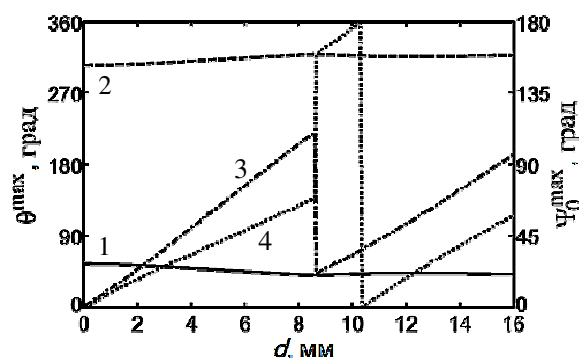


Рисунок 3. – Зависимости θ^{\max} (сплошная линия 1 и штриховая линия 2) и Ψ_0^{\max} (штрихпунктирная линия 3 и пунктирная линия 4) от толщины d кристалла ВГО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$:
 1 и 3 – соответствующие значения θ^{\max} и Ψ_0^{\max} для «первого» максимума коэффициента усиления;
 2 и 4 – соответствующие значения θ^{\max} и Ψ_0^{\max} для «второго» максимума коэффициента усиления

Закключение. Таким образом, в рамках данной статьи на примере кристалла ВГО среза $(\bar{1}\bar{1}0)$ толщины 16 мм показана возможность экспериментального получения зависимости коэффициента усиления предметной световой волны от ориентационного угла и толщины фоторефрактивного кристалла. С учетом обратного пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов найдены оптимальные значения ориентационных углов кристалла и азимутов линейной поляризации взаимодействующих в нем световых пучков, при выборе которых могут быть достигнуты максимальные коэффициенты усиления предметной световой волны в исследованном кристалле для каждой его толщины.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования Республики Беларусь (задание 1.2.01 Государственной программы научных исследований «Фотоника, опто- и микроэлектроника»), Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017–2019 годы (проект № 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м).

ЛИТЕРАТУРА

1. Photorefractive moiré-like patterns for the multifringe projection method in Fourier transform profilometry / M.E. Oliveira [et al.] // Appl. Opt. – 2016. – Vol. 55, № 5. – P. 1048–1053.
2. Photorefractive digital holographic microscopy applied in microstructures analysis / I.V. Brito [et al.] // Opt. Comm. – 2013. – Vol. 286, № 1. – P. 103–110.
3. Optical reconstruction of non-diffracting beams via photorefractive holography / T.A. Vieira [et al.] // Appl. Phys. B. – 2017. – V. 123, № 4. – P. 134–140.
4. Петров, М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – СПб. : Наука. С.-Петербург. отд-ние, 1992. – 320 с.
5. Yeh, P. Introduction to photorefractive nonlinear optics / P. Yeh. – New York : Wiley, 1993. – 410 p.
6. Шепелевич, В.В. Запись и считывание голограмм в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах (Обзор) / В.В. Шепелевич // Журнал прикладной спектроскопии. – 2011. – Т. 78, № 4. – С. 493–515.
7. Dynamic holography with none plane waves in sillenites / E. Shamonina [et al.] // Opt. Quant. Electron. – 1996. – Vol. 28, № 1. – P. 25–42.
8. Investigation of two-wave mixing in arbitrary oriented sillenite crystals / E. Shamonina [et al.] // Appl. Phys. B. – 1997. – Vol. 64, № 1. – P. 49–56.
9. Optical activity in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / E. Shamonina [et al.] // Opt. Comm. – 1998. – Vol. 146, № 1–6. – P. 62–68.
10. Экспериментальное исследование ориентационной зависимости дифракционной эффективности пропускающих голограмм от толщины кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / А.В. Макаревич [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2015. – Т. 41, № 19. – С. 46–54.

11. Шепелевич, В.В. Смешанные пропускающие голограммы в фоторефрактивном пьезокристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / В.В. Шепелевич, А.В. Макаревич, С.М. Шандаров // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, № 22. – С. 83–89.
12. Акустические кристаллы / А.А. Блисталов [и др.] ; под ред. М.П. Шаскольской. – М. : Наука, 1982. – 632 с.
13. Ропот, П.И. Определение фотоупругих постоянных оптически активных кубических кристаллов поляризационным методом / П.И. Ропот // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т. 70, № 2. – С. 371–375.
14. Photorefractive properties of $(1\bar{1}0)$ and (111) -cut sillenite crystals when external electric field is applied along the direction of the optimum diffraction efficiency / N.C. Deliolanis [et al.] // Appl. Phys. B. – 2002. – Vol. 75, № 1. – P. 67–73.

Поступила 25.09.2018

EXPERIMENTAL STUDY AND THEORETICAL OPTIMIZATION OF THE SUBJECT LIGHT WAVE GAIN IN $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ CRYSTAL

A. MAKAREVICH, V. SHEPELEVICH, S. SHANDAROV

The dependence of the gain of the subject light wave on the orientation angle and the thickness of the $(1\bar{1}0)$ -cut $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ crystal was studied experimentally using only one crystal sample. It is shown that theoretical interpretation of the experimental data is possible only with simultaneous accounting of the inverse piezoelectric and photoelastic effects in addition to the electro-optical effect and optical activity traditionally considered in this crystal. The theoretical optimization of the gain of the subject light wave in this crystal has been performed.

Keywords: photorefractive crystal, BGO crystal, electro-optical effect, inverse piezoelectric effect, photoelastic effect, optical activity, gain of the subject light wave.